АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXIX 1983 Вып. 6

УДК 534.18

РЕЛАКСАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Полунин В. М.

Рассматривается задача о возмущении намагниченности магнитной жидкости произвольной концентрации при распространении в ней изоэнтропийной плоской звуковой волны параллельно магнитному полю и перпендикулярно к нему.

В результате периодического изменения намагниченности магнитной жидкости, в которой распространяется плоская звуковая волна в направлении вектора напряженности магнитного поля, происходит модуляция этого поля. Периодическая неоднородность магнитного поля и конечность времени релаксации намагниченности, в принципе, могут привести к дополнительному поглощению и дисперсии скорости звука в магнитной жидкости. На это обстоятельство впервые было обращено внимание в работе [1], в которой проведены соответствующие расчеты для малоконцентрированных магнитных жидкостей без учета колебаний температуры в звуковой волне.

В связи с перспективой применения магнитных жидкостей в качестве преобразователей звуковых колебаний [2, 3] возникает интерес к более обстоятельному исследованию возмущений намагниченности и, в частности, к обобщению теории на случай магнитной жидкости произвольной концентрации при распространении в ней изоэнтропийной звуковой волны параллельно магнитному полю и перпендикулярно к нему.

Пусть плоская звуковая волна распространяется в магнитной жидкости вдоль оси X параллельно вектору индукции магнитного поля $\mathbf{B}$. Индукция $\mathbf{B}$ выражается через напряженность магнитного поля $\mathbf{H}$ и намагниченность среды $\mathbf{M}$: $\mathbf{B}=\mu_0(\mathbf{H}+\mathbf{M})$. Здесь μ_0 — магнитная постоянная. В отсутствие звука $H=H_0=\text{const}$ и $M=M_0=\text{const}$. В звуковой волне вследствие колебаний плотности и температуры происходит возмущение намагниченности. Однако в силу уравнения Максвелла $\operatorname{div}\mathbf{B}=0$ и приращение намагниченности δM влечет за собой приращение напряженности [1]:

$$\delta H=-\delta M. \tag{1}$$

Равновесное значение намагниченности жидкости M_e можно представить в виде [4]:

$$M_e=M_0+M_n\delta n+M_H\delta H+M_T\delta T, \tag{2}$$

где n — концентрация магнитных частиц в жидкости, T — температура, а параметры $M_n=(\partial M/\partial n)_0$, $M_H=(\partial M/\partial H)_0$ и $M_T=(\partial M/\partial T)_0$ характеризуют жидкость в невозмущенном состоянии.

Используя уравнения сохранения энергии и непрерывности, можно записать [5]:

$$\delta T=\frac{\beta T c^2}{C_p}\frac{\delta\rho}{\rho}, \tag{3}$$

$$\delta n/n=-\partial u/\partial x, \tag{4}$$

где $\beta=-1/\rho\,\partial\rho/\partial T$ — температурный коэффициент расширения, ρ — плотность жидкости, c — скорость распространения звука в отсутствие магнитного поля, C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, u — смещение частиц жидкости из положения равновесия.

Учитывая соотношения (1), (3), (4) и обозначая $\gamma=\beta T c^2/C_p$, преобра-

зуем формулу (2) к виду

$$M_e = M_0 - (nM_n + \gamma M_т)\,\partial u/\partial x - M_H \delta M. \tag{5}$$

Характер приближения M к M_e определяется уравнением релаксации [1, 4]:

$$\partial M/\partial t = -\tau_1^{-1}(M - M_e) - M \operatorname{div} \partial \mathbf{u}/\partial t, \tag{6}$$

где t — время, τ_1 — время релаксации намагниченности. В случае плоской синусоидальной волны получим $i\omega\tau_1\delta M = M_e - M - i\omega\tau^1 M\,\partial u/\partial x$. После подстановки в это выражение M_e по формуле (5) и выполнения простых преобразований находим

$$\delta M = -\frac{nM_n + \gamma M_т + i\omega\tau_1 M_0}{1 + M_H + i\omega\tau_1} \cdot \frac{\partial u}{\partial x}. \tag{7}$$

В неоднородном магнитном поле на единицу объема намагниченной жидкости действует пондеромоторная сила [1, 2, 4]: $f = \mu_0 M \partial H/\partial x$. Эта сила приводит к появлению дополнительной комплексной упругости $\tilde{E}_м$. В данном случае:

$$\tilde{E}_м \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -\mu_0 M_0 \frac{\partial M}{\partial x}. \tag{8}$$

Подставляя выражение для δM (7) в равенство (8), получим соотношение

$$\tilde{E}_м = \frac{\mu_0 M_0^2 (nM_n/M_0 + \gamma M_т/M_0 + i\omega\tau_1)}{1 + M_H + i\omega\tau_1}.$$

Введем обозначения: $\tau \equiv \tau_1/(1+M_H)$; $A \equiv (nM_n/M_0 + \gamma M_т/M_0)/(1+M_H)$. С учетом этих обозначений формулы, определяющие вещественную часть комплексной упругости $E_м$ и дополнительную вязкость $\eta_м$, записываются в виде (см. [5]):

$$E_м = \mu_0 M_0^2 (A + \omega^2\tau^2)/(1 + \omega^2\tau^2), \quad \eta_м = \mu_0 M_0^2 (1 - A)\tau/(1 + \omega^2\tau^2).$$

Скорость распространения $c_м$ и коэффициент поглощения звука $\alpha_м$ в жидкости, помещенной в магнитное поле, могут быть рассчитаны по формулам:

$$c_м = [c^2 + \mu_0 M_0^2 (A + \omega^2\tau^2)/\rho(1 + \omega^2\tau^2)]^{1/2}, \tag{9}$$

$$\alpha_м = \mu_0 M_0^2 (1 - A)\,\omega^2\tau/2\rho c^3 (1 + \omega^2\tau^2). \tag{10}$$

В области «низких» частот ($\omega\tau \ll 1$):

$$c_{м0} = (c^2 + \mu_0 M_0^2 A/\rho)^{1/2}. \tag{11}$$

На «высоких» частотах ($\omega\tau \gg 1$):

$$c_{м\infty} = (c^2 + \mu_0 M_0^2/\rho)^{1/2}. \tag{12}$$

Воспользовавшись выражениями (11) и (12), представим формулу (10) в виде

$$\alpha_м = (c_{м\infty}^2 - c_{м0}^2)\,\omega^2\tau/2c^3(1 + \omega^2\tau^2). \tag{13}$$

В такой форме найдены соотношения для $c_{м\infty}$ и $\alpha_м$ в работе [1], но $c_{м0}$ и τ имеют там иные выражения. Полное совпадение достигается, если положить $\delta T = 0$ и перейти к малым концентрациям, когда применима формула Ланжевена

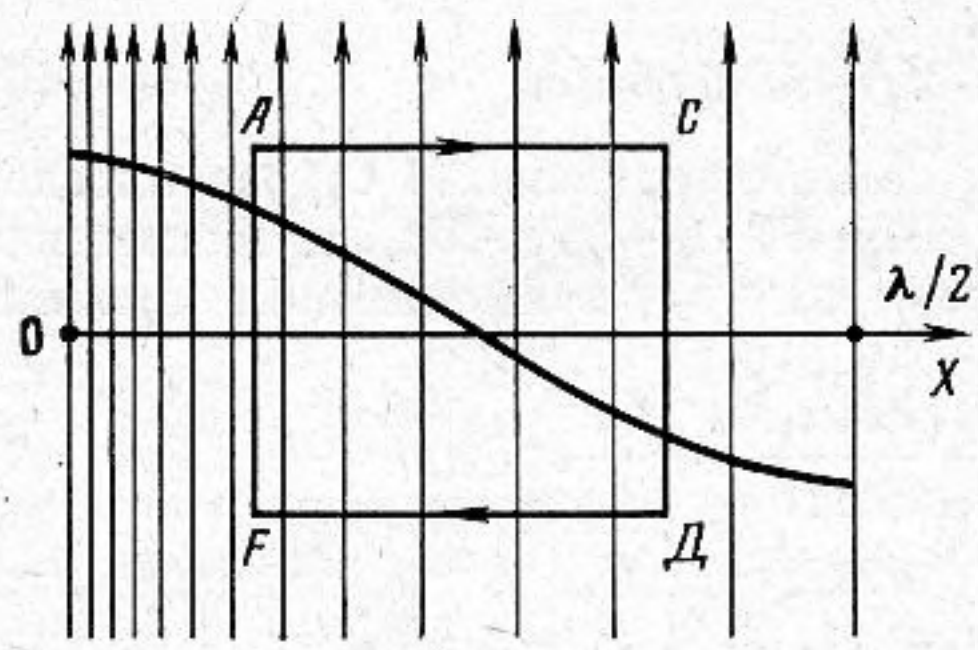
$$M = nm\left(\operatorname{cth}\frac{\mu_0 mH}{kT} - \frac{kT}{\mu_0 mH}\right),$$

где m — магнитный момент частицы, k — постоянная Больцмана.

Пусть $\Delta c_м \equiv c_{м\infty} - c$, используя соотношение (12), получим $\Delta c_м = \mu_0 M_0^2/2\rho c$. Для оценки $\Delta c_м$ воспользуемся данными работы [6]: $c = 1119$ м/с, $\rho = 1{,}525 \cdot 10^3$ кг/м^3, $M_0 = 52$ кА/м, тогда $\Delta c_м = 10^{-3}$ м/с.

Величину $\alpha_м$ найдем по формуле (10), принимая, что $\partial\rho/\partial t = -0{,}8$ кг/м^3 К [7], $\partial M/\partial T = -0{,}3 \cdot 10^2$ А/м К [8], $\tau = 10^{-5}$ с [9], $\partial M/\partial H = 0{,}5$; $nM_n/M_0 = 1$; $C_p = 2100$ Дж/кг·К; $T = 293$ К; $\nu = 25 \cdot 10^6$ Гц (случай «высоких»

частот). Тогда $\alpha_м \approx 5{,}6 \cdot 10^{-5}$ м$^{-1}$. Если же $\tau = 3{,}5 \cdot 10^{-9}$ с (неелевский механизм перемагничивания [4]), то $\omega\tau \approx 1$ и $\alpha_м = 2{,}4 \cdot 10^{-2}$ м$^{-1}$. Между тем экспериментальное значение коэффициента поглощения ультразвука в магнитной жидкости [10], приготовленной на основе керосина и магнетита, имеет порядок 10^2 м$^{-1}$.



Распределение линий магнитной индукции

Таким образом, рассмотренный релаксационный механизм практически не оказывает влияние на акустические параметры магнитных жидкостей.

Пусть теперь волна распространяется вдоль оси X перпендикулярно **B** (см. фигуру). В этом случае в фазе сжатия (в окрестности $x=0$) происходит увеличение B (сгущение линий индукции), а в фазе разряжения (в окрестности $x=\lambda/2$) — уменьшение B. Однако напряженность магнитного поля остается постоянной. Для доказательства этого утверждения применим к прямоугольному контуру АСДF, стороны которого AF и СД параллельны **B**, теорему о циркуляции **H**: $\oint_L (H\,dL) = \sum_i I_i$. Правая часть этого выражения обращается в 0, так как макроскопические токи I_i внутри контура отсутствуют. Поэтому напряженность поля во всех точках отрезков AF и СД одинакова. В силу произвольности длины АС и FД при любом значении x $H = H_0 = \text{const}$.

Нескомпенсированные колебания намагниченности могут быть зафиксированы индукционным методом, что, в принципе, решает вопрос о возможности функционирования магнитожидкостного преобразователя в режиме приема колебаний.

В рассматриваемом случае: $\delta H = 0$, $M_e = M_0 - (nM_n + \gamma M_т)\dfrac{\partial u}{\partial x}$,

$$\frac{\delta M}{M_0} = -\left[\frac{nM_n/M_0 + \gamma M_т/M_0 + \omega^2\tau_1^2}{1+\omega^2\tau_1^2} + \frac{i\omega\tau_1(1 - nM_n/M_0 - \gamma M_т/M_0}{1+\omega^2\tau_1^2}\right]\frac{\partial u}{\partial x}.$$

Вещественная часть этого выражения может быть использована для расчета колебаний намагниченности. Так, при $\omega\tau \ll 1$ $(\Delta M/M_0)_0 = -(nM_n/M_0 + \gamma M_т/M_0)\,\partial u/\partial x$. При $\omega\tau_1 \gg 1$ колебания максимальны: $(\Delta M/M_0)_\infty = \partial u/\partial x$, что объясняется присутствием в уравнении релаксации мгновенной составляющей (последнее слагаемое в формуле (6)).

Оценку колебаний намагниченности выполним на основе приведенных выше экспериментальных данных и в предположении, что амплитуда деформации в звуковой волне составляет 10^{-4} (интенсивность -10^4 Вт/м^2). Тогда для амплитуды колебаний $(\Delta M/M_0)_0$ и $(\Delta M/M_0)_\infty$ получим соответственно $0{,}5 \cdot 10^{-4}$ и 10^{-4}.

Заметим, что результаты экспериментальных исследований зависимости $\Delta M/M_0$ от частоты можно было бы использовать для определения времени релаксации намагниченности.

С практической точки зрения представляет интерес оценка разности потенциалов, получаемой в проводящем контуре за счет колебаний намагниченности. Пусть каркас проводящего контура имеет форму прямоугольного параллелепипеда, площадь основания которого S, а одна сторона основания составляет $\lambda/2$. Тогда на основе закона электромагнитной индукции получим $\varphi = 2/\pi\mu_0 N\omega S\Delta M$. Здесь N — число витков в контуре. Коэффициент $2/\pi$ появился вследствие усреднения магнитного потока по

площади S. При M_0=50 кА/м $S=10^{-5}$ м², N=10, ν=1 МГц, амплитуда разности потенциалов достигает $2{,}5\cdot10^{-3}$ В.

Следовательно, идея создания магнитожидкостного преобразователя — приемника физически обоснована и может быть экспериментально проверена.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Пирожков Б. И., Шлиомис М. И.* Релаксационное поглощение звука в ферросуспензии. В кн.: IX Всес. конф., Секция Г. М.: Наука, 1977, с. 123–126.
2. *Полунин В. М.* Об одном методе резонансного возбуждения ультразвуковых колебаний в ферромагнитной жидкости.— Акуст. ж., 1978, т. 24, № 1, с. 100–103.
3. *Полунин В. М., Игнатенко Н. М., Лазаренко В. М.* Звуковое эхо в магнитной жидкости.— Магнитная гидродинамика, 1981, № 2, с. 129–131.
4. *Шлиомис М. И.* Магнитные жидкости.— Успехи физических наук, 1974, т. 112, вып. 3, с. 427–458.
5. *Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П.* Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964. 514 с.
6. *Полунин В. М., Игнатенко Н. М.* Об упругих свойствах ферромагнитной жидкости.— Магнитная гидродинамика, 1980, № 3, с. 26–30.
7. *Полунин В. М., Игнатенко Н. М.* Структура магнитной жидкости и ее упругие свойства.— Тез. докл. Всес. симп. Гидродинамика и теплофизика магнитных жидкостей. Саласпилс: Ин-т физики АН Латв ССР, 1980, с. 85–90.
8. *Фертман В. Е.* Магнитные жидкости — естественная конвекция и теплообмен. Минск: Наука и техника, 1978. 206 с.
9. *Майоров М. М.* Экспериментальное исследование магнитной проницаемости ферожидкости в переменном магнитном поле.— Магнитная гидродинамика, 1979, № 2, с. 21–26.
10. *Полунин В. М., Лебединская А. А., Игнатенко Н. М.* Сравнение различных методов определения концентрации магнитной жидкости:— Тез. докл. Всес. симп. Гидродинамика и теплофизика магнитных жидкостей. Саласпилс: Ин-т физики АН Латв ССР, 1980, с. 91–96.

Курский политехнический институт

Поступила в редакцию 24.V.1982